Title	スピングラス(スピン・グラス,フラストレーテド系,基研短期研究会「トポロジーの物理への応用」報告,研究会報告)
Author(s)	鈴木, 増雄
Citation	物性研究 (1988), 49(6): 528-531
Issue Date	1988-03-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/92966
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

V. 問題点

上で定義した応力テンソルは通常のものと異なる。歪みテンソル $w_{ik} = \partial u^k/\partial x^i$ と $W_{i\alpha}$ との間には近似的に

$$W_{i\alpha} = \delta_{i\alpha} - w_{i\alpha} \tag{26}$$

よって

$$g_{ij} \fallingdotseq \delta_{ij} - (w_{ij} + w_{ji}) \equiv \delta_{ij} - 2\varepsilon_{ij} \tag{27}$$

ε_{ij} は通常用いられる歪テンソル（対称化された）であり，[2]

$$\sigma_{ij} = \lambda_{ijk\ell}\,\varepsilon_{k\ell} \tag{28}$$

とおくのが普通である。そしてエネルギーは $\varepsilon_{k\ell}$ の関数とする。この考え方からすると，弾性エネルギーは $W_{i\alpha}$ でなくむしろ g_{ij} の関数とすべきかも知れない。

また，不可逆過程をどのようにしてとり入れるかも今後残された問題である。

文　献

[1] I. E. Dzyaloshinskii and G. E. Volovick, Ann. Phys. **125** (1980) 67.

[2] S. Amari, "A Dualistic Treatment of Non-Riemannian Material Spaces" RAAG Research Note No. 125 (1968)

「スピングラス」

東大・理　鈴　木　増　雄

スピングラス[1-6]とは何かという説明から始まって，その本質であるフラストレーションと非線形帯磁率の負の発散について解説し，これらをトポロジカルな概念によって理解する方法を述べ，最後に，筆者によって提唱された「コヒーレント異常法」[7-21]と「有効場理論」[22,23]によって，スピングラスの相転移が統計力学的に研究できることを示した。

1. スピングラスとフラストレーション

金に少量の鉄を混ぜた合金，銅に少量のマンガンを混ぜた合金などでは，スピンを持った鉄やマンガンの不純物がランダムに分布しており，RKKY相互作用という正負に振動した相互作用のために，不純物間の相互作用がランダムになり，スピン間には，強磁性的な力と反強磁性的な力が働き，フラストレーシ

ョンが現れる。このため，通常の相転移とは全く違った新しいタイプの相転移が現れる。

2. 非線形帯磁率

スピングラスでは，外磁場Hに対する線形応答，すなわち，帯磁率 χ_0には，何の異常も現れない。しかし，磁化mを，Hに関して，

$$m = \chi_0 H + \chi_2 H^3 + \cdots \tag{1}$$

と展開したとき，χ_2，…という非線形帯磁率は，スピングラス転移温度 T_{sg} で発散することが現象論的に示されている。すなわち，$\chi_2 \propto -(T-T_{sg})^{-\gamma_s}$のような異常性を示す。ここに，臨界指数$\gamma_s$は，フラストレーションによって，いろいろな値をとり得る。これを研究することは，スピングラスの重要な研究課題である。

3. コヒーレント異常法[7]

臨界現象を研究する新しい方法として，「コヒーレント異常法」という一般論が筆者によって提唱され[7]，すでに多くの問題に適用され，その有効性が実証されている[8)-21)]。この方法の要点は，クラスター平均場近似を系統的に作り，古典的な発散の係数が近似の度合と共にコヒーレントに異常性を示すという発見にある。この「コヒーレント異常」から真の臨界指数が推定できる。例えば，帯磁率$\chi_0(T)$を例にとって，このアイデアを説明すると次のようになる。どのように大きなクラスターの平均場近似を作っても，それは

$$\chi_0(T\,;T_c) \simeq \frac{1}{\varepsilon}\,\bar{\chi}(T_c)\,;\ \varepsilon = \frac{T-T_c}{T_c} \tag{2}$$

のように，古典的なキュリー・ワイスの法則に従うことが昔から知られている。しかし，今まで，誰も着目しなかった臨界係数 $\bar{\chi}(T_c)$を近似の度合（例えば，$T_c - T_c^*$；T_c^*は真の相転移点）の関数として調べてみると，“意外にも”

$$\bar{\chi}(T_c) \sim \frac{1}{(T_c - T_c^*)^{\psi}} \tag{3}$$

のように発散し，[7,8] このコヒーレント指数ψと真の臨界指数γ（すなわち，それは，$\chi_0 \sim (T-T_c^*)^{-\gamma}$で定義される）とは，

$$\gamma = 1 + \psi \tag{4}$$

という関係で結ばれていることが示された。[7,8] したがって，いくつかの近似例から，ψを評価してやれば，臨界指数γが求まることがわかる。例えば，ワイス近似とベーテ近似等を組み合わせるだけでも，相当良い値が得られる。[7]

4. 超有効場理論[22,23]

コヒーレント異常法によれば，平均場近似さえ作れれば，真の相転移・臨界現象の研究も可能となる。しかし，スピングラス[1-6]やトポロジカルオーダー[24-28]のようなエキゾティックな相転移では，必ずしも今まで満足のいくような系統的な平均場近似は作られていなかった。そこで，そういうエキゾティックな相転移も扱えるような一般的な平均場近似を作る努力を重ねてきた。それに肯定的に答える一般論が，ここに新しく提唱する「超有効場理論」である。[23,24] その要点は，ハミルトニアンの切断等による平均場の作り方ではなく，全く一般的に有効場を多体の演算子のマクロ変数として作るところにある。[23] この新しい発想法・理論によると，フラストレートした系のカイラル秩序やスピングラス等に対するクラスター平均場近似を系統的に作ることが可能となり，この分野の解析的な研究が急速に進む見通しが立った。[23]

5. スピングラスの超有効場理論[6),23]

実レプリカの考えをもとに，上記の超有効場理論を適用すると，スピングラス転移温度を決める次の一般式が得られる[23]：

$$\sum_{k\in\partial\Omega} \ll S_0 S_k >_{c\ell}^2 >_J = \sum_{k\in\partial\Omega} \ll S_\ell S_k >_{c\ell}^2 >_J . \tag{5}$$

但し，S_0 はクラスターΩの中心のスピン，S_ℓ はクラスターの境界 $\partial\Omega$ のスピンの一つを表わす。$<\cdots>_{c\ell}$ は，クラスターの平均を表わし，$<\cdots>_J$ は，ランダムな相互作用Jの分布に関する平均を表わす。この方法に従って，ワイス平均場近似とベーテ近似を作り，CAMを適用した結果，3次元イジングスピングラスの臨界指数γ_sが $\gamma_s \simeq 2.87$ と求まり，モンテカルロの結果[3-5] $\gamma_s \simeq 2.9$ とよく一致することがわかった。[5]

他の応用例についてはオリジナルな論文を参照して頂きたい。[23]

参考文献

1）S. F. Edwards and P. W. Anderson, J. Phys. F ; Metal Phys. **5** (1975) 965.

2）M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 1151.

3）A. T. Ogielski and I. Morgenstern, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928.

4）R. N. Bhatt and A. P. Young, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 924.

5）R. R. P. Singh and S. Chakravarty, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 245.

6）M. Suzuki, Phys. Lett. A. (1988)

7）M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 4205. See also M. Suzuki, Phys. Lett. **116A** (1986) 375, and *Quantum Field Theory,* ed. F. Mancini (North-Holland, Amsterdam, 1986).

8）M. Suzuki, M. Katori, and X. Hu, J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 3092.

9）M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 3113. See also M. Suzuki and M. Katori, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 1.

10）X. Hu, M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 3865.

11) X. Hu and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) No. 3.
12) M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) No. 3.
13) M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. suppl. **87** (1986) 1.
14) M. Suzuki, Phys. Lett. A.
15) M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) No. 12.
16) M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) No. 1.
17) N. Ito and M. Suzuki, Int. J. Modern Phys. B.
18) T. Oguchi and H. Kitatani, to be published.
19) M. Takayasu and H. Takayasu, Phys. Lett. A.
20) M. Takayasu, H. Takayasu and T. Nakamura, in preparation.
21) X. Hu and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988).
22) M. Suzuki, *the Proceedings of the 19th Yamada Conference on Ordering and Organization in Ionic Solutions*, held at Kyoto, Nov. 9-12, 1987, ed. N. Ise (World Sci. Pub.).
23) M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) No. 3 ; ibid (1988).
24) J. Villain, J. Phys. **C10** (1977) 1717 and 4793 ; G. Forgacs, Phys. Rev. **B22** (1980) 4473.
25) S. Teitel and C. Jayaprakarh, Phys. Rev. **B27** (1983) 598.
26) S. Miyashita and H. Shiba, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 1145.
27) D. H. Lee, J. D. Joannopoulos, and J. W. Negele, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 433 ; Phys. Rev. **B33** (1986) 450.
28) B. Berge, H. T. Diep, A. Ghazali, and P. Lallemand, preprint.

秩序変数の対称性と相転移

── 三角格子反強磁性体での例 ──

東大・理　宮　下　精　二

相転移のタイプは体系の次元 d，秩序変数の対称性（強磁性体の場合はスピン自由度 n）あるいは相互作用のレンジ等によって分類されることが知られている。それぞれの場合に体系は一次相転移または二次相転移を示すが，特に後者の場合に関しては臨界指数の組（α：比熱，β：自発秩序変数，γ：帯磁率，η：相関関数，…）による分類が詳しくなされている。またこれらのタイプの分類はその体系が持つトポロジカルな励起のタイプの分類とも見なせるということが議論されてきている。[1] 顕著な例として２次元XY模型の渦励起や液晶における種々の欠陥がよく議論されているが，本発表では三角格子反強磁性体で起こる種々の相転移をトポロジカルな励起のタイプを通して考察する。